



Science Arts & Métiers (SAM)

is an open access repository that collects the work of Arts et Métiers Institute of Technology researchers and makes it freely available over the web where possible.

This is an author-deposited version published in: <https://sam.ensam.eu>
Handle ID: <http://hdl.handle.net/10985/6624>

To cite this version :

Maryse MULLER, Rémy FABBRO, Hazem EL-RABII, Koji HIRANO - Mesure de température par pyrométrie 2D à bande spectrale et pyrométrie spectrale de métaux chauffés par laser dans un environnement fortement oxydant - 2012

Any correspondence concerning this service should be sent to the repository

Administrator : scienceouverte@ensam.eu



Mesure de température par pyrométrie 2D à bande spectrale et pyrométrie spectrale de métaux chauffés par laser dans un environnement fortement oxydant

Maryse MULLER¹, Remy FABBRO¹, Hazem EL-RABII², Koji HIRANO^{1,3}

¹ PIMM (Arts et Métiers ParisTech - CNRS), 151 bd.de l'Hôpital - 75013 Paris, France.

² Institut Pprime, CNRS-ENSMA-Université de Poitiers, 1 av. Clément Ader, BP 40109 - 86961 Futuroscope Chasseneuil Cedex, France.

³ Nippon Steel Corporation, Marunouchi Park Building, 2-6-1 Marunouchi, Chiyoda Ward - Tokyo 100-8071, Japan.

Auteur correspondant: maryse.muller@ensam.eu

Résumé. La calibration et la validation de deux techniques de mesure de température complémentaires basées toutes les deux sur la pyrométrie optique (pyrométrie 2D monobande et pyrométrie spectrale), utilisables dans le cadre de l'étude des métaux chauffés dans des conditions hautement oxydantes et plus généralement au cours des procédés laser sur des métaux dans la gamme de température 2000–4000 K ont été réalisées. Une bonne correspondance des résultats des deux méthodes est obtenue lorsque l'émissivité de l'objet étudié est connue et varie peu, mais seule la pyrométrie spectrale est performante lors de grandes variations d'émissivités, fournissant à la fois une mesure de température et d'émissivité au cours du procédé. Les incertitudes ont été calculées et représentent respectivement 6 et 3 % dans une gamme de 1800 à 4500 K pour la pyrométrie 2D et la pyrométrie spectrale.

1. Introduction

Dans le cadre de l'étude de nombreux procédés laser, la connaissance de la température de surface des matériaux constitue une donnée essentielle à la compréhension des phénomènes mis en jeu, bien qu'elle soit insuffisamment étudiée, étant souvent difficile d'accès. Elle peut permettre également, par comparaison, de valider des modèles numériques.

La pyrométrie optique, non-intrusive, et capable de couvrir une large gamme de températures semble particulièrement adaptée pour combler ce manque de données. Cependant, bien qu'elle soient couramment utilisées dans l'industrie métallurgique, la cristallographie, l'étude des procédés laser ([1], [2], [3]), les techniques classiques de pyrométrie peuvent parfois fournir des résultats peu précis en raison d'une mauvaise connaissance de l'émissivité des surfaces observées et de sa dépendance de la longueur d'onde et de la température.

Généralement sous-estimée, voire négligée, cette source d'erreurs peut se révéler importante, lors de fortes variations de l'émissivité. Deux approches peuvent être distinguées concernant la prise en compte de l'émissivité en pyrométrie. La première approche, la plus simple (pyrométrie à une ou deux couleurs), considère constante l'émissivité ou le rapport des émissivités à deux longueurs d'ondes. Cette hypothèse, rarement vérifiée en pratique, peut mener à d'importantes erreurs de mesure. Cependant, à notre connaissance, dans l'étude de la combustion des métaux, où les variations d'émissivités sont importantes, seule cette approche a été utilisée jusqu'à présent (voir par exemple [4] et [5]). Une autre approche, nécessitant des données couvrant une plus large gamme du spectre (pyrométrie à plusieurs couleurs, pyrométrie spectrale) permet, par des calculs appropriés, de surmonter le problème du manque de données sur l'émissivité, et même éventuellement de la déterminer, avec ses variations, au cours du procédé.

Plusieurs exemples d'applications de ces approches ont été rapportés dans la littérature scientifique (voir par exemple [6] et [7]), mais elles n'ont à la connaissance des auteurs, jamais été exploitées pour fournir des informations quantitatives sur les émissivités et ses variations au cours d'un processus d'interaction laser-matière.

Dans ce travail, deux techniques de mesure de température par pyrométrie suivant chacune une des deux approches, ont été mises en place. La première technique (pyrométrie 2D à bande spectrale) utilisant une caméra rapide, fournit des mesures de température résolues dans l'espace et le temps (jusqu'à 4 kHz) mais nécessite la connaissance préalable de l'émissivité des surfaces, alors que la deuxième technique (pyrométrie spectrale), utilisant un spectromètre enregistrant le spectre émis par une petite zone de la surface, fournit à la fois une mesure de température et une évaluation de l'émissivité à une fréquence maximale de 500 Hz.

Cet article est organisé comme suit : dans la section 2, le dispositif expérimental est décrit. Les rappels théoriques ainsi que la procédure utilisée pour la calibration, l'interprétation des résultats et l'évaluation des incertitudes sont présentés dans la partie 3. Dans la section 4, les résultats obtenus par les deux méthodes sur un barreau de W sous atmosphère d'argon, et sur des barreaux de fer et d'acier pendant leur combustion sous oxygène sont comparés. Finalement, les conclusions de ce travail sont présentées dans la partie 5.

2. Dispositif expérimental

Un schéma du dispositif expérimental est représenté en figure 1. Les échantillons étudiés sont des barreaux cylindriques de 3,2 mm de diamètre et de 20mm de longueur environ, partiellement placés à l'intérieur d'un tube de verre (diamètre intérieur 16 mm), transparent entre 500 et 1000 nm. Un flux d'argon ou d'oxygène est dispensé à une vitesse d'environ 40 l/min, pour protéger les barreaux de l'oxydation pendant le chauffage, ou au contraire provoquer leur combustion. L'extrémité supérieure du barreau est chauffée par un laser à disque (Trumpf, modèle TruDisk 10002), de longueur d'onde 1030 nm. Le faisceau laser, amené par une fibre optique de diamètre de cœur 600 μm et de distribution d'intensité uniforme est focalisé par un ensemble de deux lentilles. La tache circulaire de 3 mm de diamètre obtenue a une distribution d'intensité homogène, assurant un chauffage uniforme de la surface du barreau.

Une caméra rapide de la marque Photron, équipée de capteurs CMOS, ayant une fréquence d'acquisition allant jusqu'à 4 kHz a été utilisée pour le dispositif de pyrométrie 2D. Deux filtres optiques (passe-bas 950 nm, et passe-haut 800 nm) sont placés devant la caméra ainsi que des densités optiques neutres afin de pouvoir ajuster la mesure pour différentes gammes de température. L'axe de la caméra est incliné à 45° par rapport à l'axe du barreau.

Pour le dispositif de pyrométrie spectrale, une tête optique d'imagerie à deux lentilles achromatiques (de distance focale 65 et 120 mm) inclinée de 45° par rapport à l'axe du barreau, assure le couplage des radiations émises par une tache de 0,6 mm de diamètre à la surface du barreau dans la fibre optique de diamètre de cœur 1 mm (ON 0,2) connectée au spectromètre.

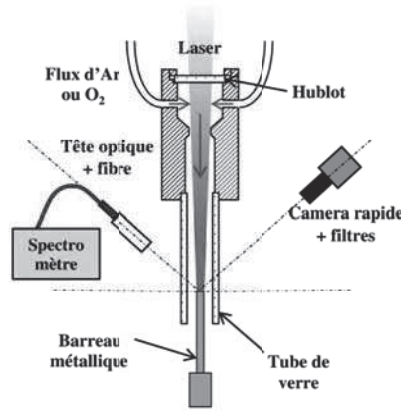


Figure 1: schéma du dispositif expérimental de pyrométrie optique.

Le spectromètre (Ocean Optics USB2000+) est utilisé dans la gamme de 500 à 700 nm avec une fréquence d'acquisition pouvant aller jusqu'à 500 Hz et une résolution spectrale d'approximativement 0,9 nm. Un laser He-Ne a été utilisé pour aligner les optiques sur l'axe du barreau. La caméra, le spectromètre et le laser sont déclenchés par le même signal, permettant d'obtenir des données synchrones. Le temps $t=0$ correspond au début de l'impulsion laser.

Pour les deux techniques, les capteurs ont été étalonnés en prenant comme référence les luminances spectrales du V, Nb, Ta et W à leur point de fusion, leur émissivité étant connues avec précision, et rapportée dans la littérature scientifique (voir [8], [9], [10] et [11]).

3. Procédure de calibration et calculs

3.1 Pyrométrie spectrale

La technique de pyrométrie spectrale utilisée ici prend en compte la dépendance de l'émissivité avec la longueur d'onde (supposée linéaire) et ses variations lors des changements de température. La température est déduite des spectres acquis par le spectromètre en utilisant un algorithme adapté qui discrimine la part de variation de la luminance spectrale due aux variations de l'émissivité avec la longueur d'onde et la température de celle due à un changement de température. Des mesures simultanées et indépendantes de la température et de l'émissivité sont ainsi obtenues.

La luminance spectrale $L_{\lambda,B}$ du corps noir pour différentes valeurs de la température T , en fonction de la longueur d'onde λ , est donnée par la loi de Planck (1) :

$$L_{\lambda,B}(\lambda, T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\left(\exp\left(\frac{hc}{k_b\lambda T}\right) - 1\right)} \quad (1)$$

où h est la constante de Planck, c est la vitesse de la lumière et k_b est la constante de Boltzmann.

Un facteur de calibration du spectromètre $\eta(\lambda)$ a été déterminé tel que :

$$\eta(\lambda) = \frac{I(t_{\text{resol}}, \lambda)}{\varepsilon(\lambda, T_{\text{melt}}) * L_{\lambda,B}(T_{\text{melt}}, \lambda)} \quad (2)$$

où $\varepsilon(\lambda, T_{\text{melt}})$ est l'émissivité du V, Nb, Ta et W à leur point de fusion selon l'espèce utilisée pour

l'étalonnage, et I est la réponse du spectromètre (en coups) au temps t_{resol} pendant le plateau de resolidification. Le processus de calibration mené séparément sur les quatre espèces a abouti à des résultats très similaires.

Lors des mesures de température, la luminance spectrale expérimentale $L_{\lambda, \text{exp}}(\lambda)$ en fonction de la longueur d'onde est obtenue à partir de la réponse I du spectromètre en utilisant la formule suivante :

$$L_{\lambda, \text{exp}}(\lambda) = I(\lambda)/\eta(\lambda). \quad (3)$$

Définissons $L_{\text{calc}}(\lambda, m, b, T)$ comme le produit $(m\lambda + b)L_{\lambda, B}(\lambda, T)$. Pour trouver la température correspondant à un spectre expérimental donné, il faut déterminer le triplet (m, b, T) pour lequel $L_{\text{calc}}(\lambda, m, b, T)$ correspond le mieux à la luminance expérimentale. Pour ce faire, l'algorithme de Levenberg-Marquardt [12] a été utilisé, donnant les valeurs de m , b and T qui minimisent l'erreur quadratique moyenne (MSE) normalisée β entre $L_{\lambda, \text{exp}}(\lambda)$ et $L_{\text{calc}}(\lambda, m, b, T)$, telle que :

$$\beta(m, b, T) = \text{MSE}(m, b, T)/L_{\lambda, \text{exp}}(600 \text{ nm}). \quad (4)$$

Les spectres expérimentaux menant à des coefficients β coefficients $> 0,1$ ont été considéré trop bruités, et écartés.

La figure 2 montre un exemple de calcul réalisé par l'algorithme de L-M, ainsi que les valeurs du coefficient β pour différentes combinaisons de m et T , b étant toujours choisi pour minimiser β . On observe qu'il n'existe qu'une seule valeur minimale de β , et que, d'autre part l'algorithme est performant pour trouver cet unique minimum.

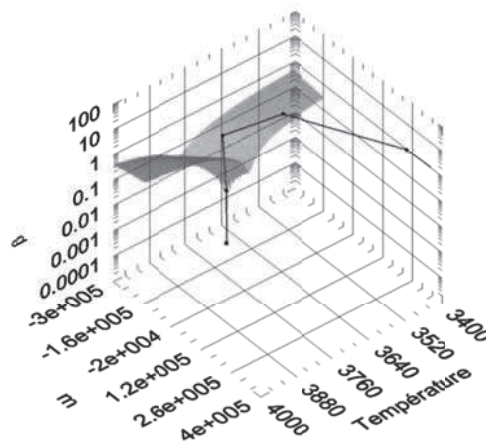


Figure 2 : coefficient β , en fonction de m et T . ces valeurs correspondent toujours au paramètre b pour lequel β est minimal.

Analyse des incertitudes :

La principale source d'incertitude liée à cette technique de mesure se trouve dans le processus de calibration. En effet, la calibration du spectromètre a été réalisée en utilisant le spectre expérimental de référence d'un métal à son point de fusion, identifié au spectre du corps noir à T_{melt} multiplié par l'émissivité du corps utilisé à son point de fusion $\varepsilon(\lambda, T_{\text{melt}}) = m_{\text{melt}}\lambda + b_{\text{melt}}$, fournie par la littérature.

Il y a alors trois sources d'incertitudes possibles : sur les valeurs respectives de m_{melt} , b_{melt} et T_{melt} , prises le pour le calcul de la luminance spectrale de référence.

L'effet d'incertitudes sur de respectivement 20%, 10% et 10K (d'après [10] et [13] pour le cas du W) sur les valeurs de m , b et T et de l'émissivité moyenne ε_{moy} sur la plage 500-700nm (avec $\varepsilon_{\text{moy}} = m * 600\text{nm} + b$), déterminées par l'algorithme de L-M, pour deux spectres expérimentaux du W à 2400 K et 3900 K a été calculé. L'estimation haute des incertitudes, obtenue en additionnant les incertitudes liées à m_{melt} , b_{melt} et T_{melt} , donnent un total de l'incertitude relative sur T toujours inférieur à 3 % (53

et 66 K à 2400 et 3900 K). La valeur moyenne de l'émissivité, bien que plus incertaine, peut être déterminée avec une incertitude de 25 à 12 % selon la température.

3.2 Pyrométrie 2D monobande

Après calibration des capteurs, la caméra fournit une cartographie 2D des radiations thermiques de l'échantillon à une fréquence allant jusqu'à 4 kHz. Des calculs basés sur la loi de Planck permettent de convertir les niveaux de gris de chaque pixel en température, mais cette technique, pour être fiable nécessite une bonne connaissance préalable émissivité moyenne de la zone observée dans la gamme de longueur d'onde considérée, ainsi que l'hypothèse que cette émissivité ne variera pas ou peu au cours de l'observation.

La luminance intégrée théorique $L_B(T)$ ($\text{W.m}^{-2}.\text{sr}^{-1}$) du corps noir dans la gamme 800-950 nm est donnée par l'expression simplifiée très bien vérifiée sur la plage de température de 2000 à 5000 K :

$$L_B(T) = \int_{800\text{nm}}^{950\text{nm}} L_{\lambda,B}(\lambda, T) d\lambda = c_0 L_{875\text{nm},B}, \text{ avec } c_0 = 1,5 \cdot 10^{-7}. \quad (5)$$

La réponse des capteurs de la caméra rapide étant linéaire, il existe une relation telle que :

$$N_g = k \cdot \varepsilon_{IR}(T) \cdot L_B(T) \cdot \tau \cdot 10^{-D} + d, \quad (6)$$

où N_g est le niveau de gris (sur 8 bits), k est un facteur d'efficacité optique, d est une constante, ε_{IR} est l'émissivité moyenne sur la bande 800-950 nm, τ est le temps d'intégration de la caméra (s) et D est le coefficient logarithmique de la densité neutre placée devant la caméra.

Les valeurs de $k = 5,1935$ et $d = -30,04$ ont été obtenues par la méthode des moindres carrés appliquée au nuage de points (L_B, N_g) obtenu expérimentalement des niveaux de gris correspondant aux luminances de référence, pour des combinaisons de τ et D différentes, en utilisant les données prises dans [10], [9], [11], [8]. La valeur de T est alors obtenue à partir des paramètres expérimentaux :

$$T = C_2 \cdot \ln^{-1} \left(\frac{C_1 \cdot k \cdot \varepsilon_{IR} \cdot \tau \cdot 10^{-D}}{N_g - d} + 1 \right) \text{ avec } C_1 = 2c_0 h c^2 \lambda_0^{-5}, \quad C_2 = h c / (k_b \lambda_0) \text{ et } \lambda_0 = 875 \text{ nm} \quad (7)$$

Analyse des incertitudes :

Il y a trois sources d'incertitude sur la température : provenant de k , de ε_{IR} et de N_g . L'incertitude relative dk/k calculée en utilisant [14] vaut 0,036 ; dN_g a été pris égal à 2 et $d\varepsilon_{IR}/\varepsilon_{IR}$ à 0,05 afin de prendre en compte de possibles variations de ε_{IR} avec la température.

Considérant la relation linéaire entre L_B , N_g , ε_{IR} et k , l'incertitude relative finale sur la luminance du corps noir à la même température que celle du corps observé est donnée par :

$$|dL_B/L_B| = |dN_g/(N_g - d)| + |k/k| + |d\varepsilon_{IR}/\varepsilon_{IR}|. \quad (8)$$

La relation entre T et L_B étant monotone, on peut simplement calculer l'incertitude ($2 \cdot dT$) sur T en utilisant la relation suivante :

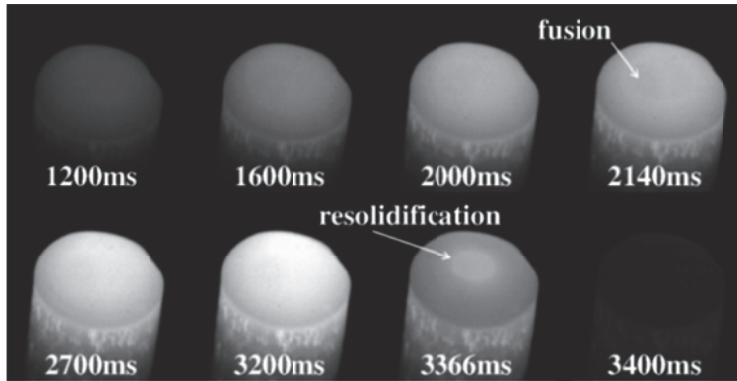
$$2 \cdot dT = |T(L_B + dL_B) - T(L_B - dL_B)|. \quad (9)$$

Pour les barreaux de W à 3700 K et de Nb à 2600 K, dT vaut respectivement 75 K et 60 K.

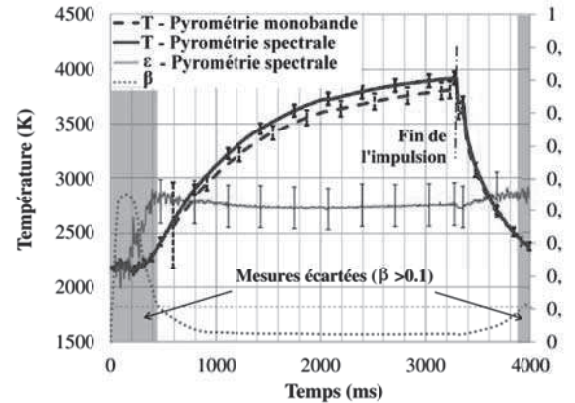
4. Résultats

4.1 Températures de barreaux de Nb et W au cours de chauffage par laser

La figure 3(a) montre des images du barreau de W pendant le chauffage par laser et le refroidissement qui s'ensuit. Une légère discontinuité peut être détectée lors de la fusion et de la resolidification de la surface correspondant au plateau caractéristique dû à la chaleur latente de fusion.



(a)



(b)

Figure 3: (a) radiations thermiques d'un barreau de tungstène chauffé par laser (1kW-3.3s) et (b) température au cours du chauffage par laser et du refroidissement par les deux techniques et évaluation de l'émissivité moyenne par pyrométrie spectrale.

La figures 3(b) présente l'évolution temporelle des radiations thermiques au cours du chauffage et du refroidissement d'un barreau de W chauffé par laser. Les zones grisées correspondent aux mesures de pyrométrie spectrale écartées ($\beta > 0,1$). Les températures déterminées par les deux méthodes sont très similaires et la différence entre elles n'excède pas 100 K à environ 3920 K, et 60 K à 2600 K (une différence de moins de 3 %).

4.2 Températures et émissivités moyennes du fer et de l'acier pendant la combustion

Dans le cas de la combustion, l'émissivité peut varier d'une mesure à une autre, et la surface n'a pas une température homogène comme dans le cas du chauffage par laser sous argon. Les deux techniques de mesures de température ont été appliquées à la combustion de barreaux d'acier au carbone S355 (0,2% de C) et de fer pur (plus de 99,99% de Fe). L'émissivité de la zone observée a été prise égale à 0,7 dans le cadre de la pyrométrie 2D monobande.

Le chauffage mène à la fusion de la surface du barreau. S'ensuit alors une rapide augmentation de la température, à cause du processus de combustion qui se produit dans le liquide. À $t = 100$ ms une violente ébullition du bain de métal et d'oxyde survient dans le cas de l'acier au carbone, alors que dans le cas du fer pur aucune ébullition n'est observée.

Dans l'industrie métallurgique, on sait que l'oxyde de fer FeO réagit avec le carbone dans un bain d'acier fondu, menant à la formation de CO et CO₂. Ce phénomène, appelé décarburation, est soupçonné d'être responsable de la violente ébullition du bain de fer liquide et d'oxyde pendant le processus de combustion de l'acier au carbone [15].

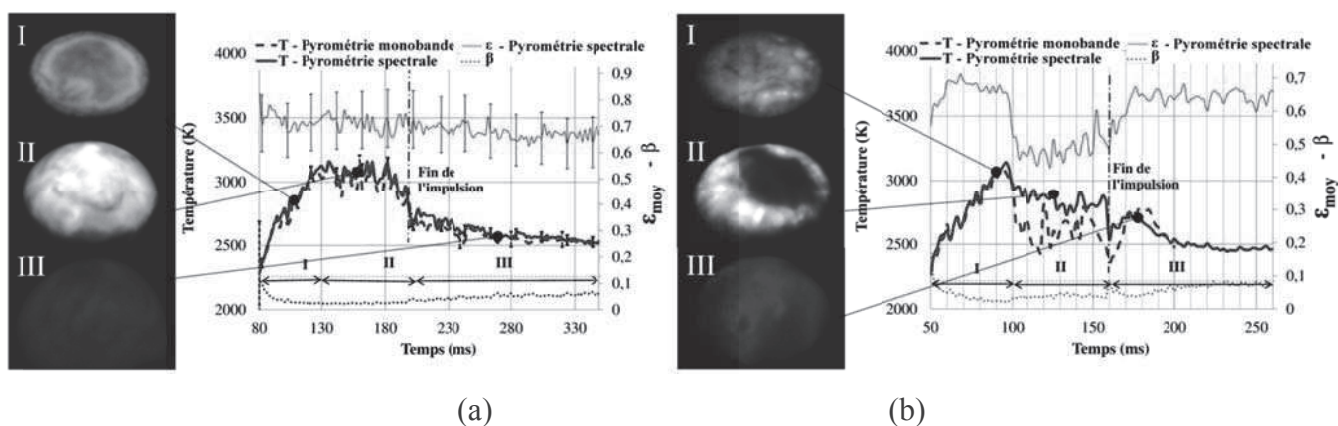


Figure 4 : évolution temporelle de la température au centre de la surface du barreau au cours de la combustion mesurée par pyrométrie optique monobande et par pyrométrie spectrale, et émissivité moyenne ϵ_{moy} déterminée par pyrométrie spectrale (a) d'un barreau de fer pur (laser : 0,64 kW – 0,19 s) (b) d'un barreau d'acier au carbone (laser : 0,64 kW – 0,16 s).

Les évolutions temporelles de la température au centre de la surface du barreau déterminée par les deux techniques et l'émissivité au cours du processus de combustion sont représentées en figure 4 pour la combustion du fer (a) et de l'acier au carbone (b). Les graphes peuvent être divisés en trois principales régions. Dans la région I, la température augmente jusqu'à approximativement 3100 K pour le fer pur et l'acier au carbone, avec une émissivité à peu près constante de 0,7. Dans la région II, la température atteint un plateau dans le cas du barreau de fer pur avec une émissivité inchangée, mais décroît légèrement pour l'acier au carbone en même temps qu'une forte décroissance de l'émissivité moyenne. Après la fin de l'impulsion laser (région III), la température de surface diminue dans les deux cas et l'émissivité reste stable entre 0,65 et 0,7.

Pour le fer, les deux techniques donnent des résultats très similaires tout au long de la combustion, alors que dans le cas de la combustion de l'acier, un fort désaccord entre les températures obtenues par la pyrométrie spectrale et la pyrométrie monobande est observé, coïncidant avec l'apparition d'un « trou noir » au centre de la surface du barreau.

Ce « trou noir » a deux causes possibles – une décroissance de l'émissivité – une décroissance de la température. L'émissivité, déterminée par la pyrométrie spectrale présente une forte décroissance quand ce « trou noir » apparaît, ainsi qu'une diminution plus faible de la température. En effet, les bulles formées par décarburation explosent violemment, exposant à la surface du fer moins oxydé, dont l'émissivité (aux environs de 0,45) est plus proche de celle du fer fondu non oxydé : 0,39 (à 1890 K, d'après [16]), et dont la température est plus faible que celle de la surface exposée au chauffage laser. Le coefficient β reste faible entre les temps $t=100$ ms et 160 ms, étayant le fait que la correspondance entre les données expérimentales et calculées par l'algorithme de L-M est bonne, et que l'émissivité plus faible détectée par la pyrométrie spectrale n'est pas due à un artefact de l'algorithme.

De manière prévisible, la technique de pyrométrie monobande donne des résultats erronés lors de l'apparition du « trou noir », car elle ne prend pas en compte le changement d'émissivité de la zone observée et interprète toute décroissance de la luminance comme une décroissance de la température alors que la pyrométrie spectrale est performante pour détecter, et même grossièrement quantifier une forte variation de l'émissivité se produisant durant le processus de combustion, prenant en compte cette variation pour donner une évaluation correcte de la température.

5. Conclusions

Ce travail a permis de mettre en place et valider deux techniques complémentaires de mesures de température basées sur la pyrométrie optique.

Le processus de calibration, basé sur l'utilisation d'une luminance de référence d'un matériau pur à son point de fusion et la procédure de calcul permettant d'obtenir la température et l'émissivité ont été expliqués. L'analyse des incertitudes a été réalisée. Une comparaison entre les mesures obtenues par les deux méthodes a été faite, pour différentes espèces et gammes de température, et un bon accord a été trouvé entre elles. Les deux techniques donnent des mesures de température avec une incertitude d'environ $\pm 3\%$ (pyrométrie spectrale) et $\pm 5\%$ (pyrométrie 2D monobande), dans une gamme de température de 2000 à 4000 K.

La technique de pyrométrie 2D monobande permet d'obtenir une vision de la géométrie de l'échantillon au cours du procédé étudié, et ce, à des fréquences élevées, utiles dans le cas de changement rapide de la température. La grande sensibilité de la caméra permet de choisir un temps d'intégration faible et ainsi d'obtenir une très bonne résolution temporelle de la mesure. L'utilisation d'une gamme de longueur d'onde fixe permet d'éviter la problématique de la dépendance de l'émissivité de la longueur d'onde sur cette gamme. Cependant cette technique requiert une bonne évaluation préliminaire de l'émissivité et se révèle inappropriée dans le cas de changements brutaux de l'émissivité.

La pyrométrie spectrale, ne nécessitant pas de connaissance préalable de l'émissivité a permis, en utilisant l'algorithme de L-M, de déterminer précisément la température, et de donner une évaluation grossière (incertitude de 12 à 15 %) de l'émissivité moyenne de l'échantillon sur la gamme 500-700 nm. Les résultats obtenus lors de la combustion ont montré que des changements inattendus de l'émissivité de l'échantillon ne perturbaient pas la mesure de température, contrairement à la technique de pyrométrie monobande.

Remerciements

Ce travail a pu être mené grâce au support financier de Air Liquide CRCO, il a été réalisé sur le site de Arts et Métiers ParisTech à Paris.

Référence

- [1] H. Kraus, "Optical spectral radiometric method for measurement of weld-pool surface temperatures," *Optics Letters*, vol. 11, no. 12, pp. 773–775, Dec. 1986.
- [2] B. Carcel, J. Sampedro, I. Perez, E. Fernandez, and J. Ramos, "Improved laser metal deposition (lmd) of nickel base superalloys by pyrometry process control," *XVIII International Symposium On Gas Flow, Chemical Lasers, and High-power Lasers*, vol. 7751, 2010.
- [3] V. Onuseit, M. Ahmed, R. Weber, and T. Graf, "Space-resolved spectrometric measurements of the cutting front," *Physics Procedia*, vol. 12, Part A, no. 0, pp. 584–590, 2011. [Online]. Available: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1875389211001532>
- [4] K. Nguyen and M. Branch, "Near-infrared 2-colors pyrometer for determining ignition temperatures of metals and metal-alloys," *Review of Scientific Instruments*, vol. 56 Issue 9, pp. 1780–1783, 1985.
- [5] J. Kurtz, T. Vulcan, and T. Steinberg, "Emission spectra of burning iron in high-pressure oxygen," *Combustion and Flame*, vol. 104 Issue 4, pp. 391–400, 1996.
- [6] J. Gardner, "Effective wavelength for multicolor-pyrometry," *Applied Optics*, vol. 19, no. 18, pp. 3088–3091, 1980.
- [7] J. Weberpals, R. Schuster, P. Berger, and T. Graf, "Utilization of quantitative measurement categories for process monitoring," in *Proceedings of the Laser Materials Processing Conference*, 2010.
- [8] A. Cezairliyan, J. McClure, and A. Miiller, "Radiance temperatures (in the wavelength range 520-906 nm) of tantalum at its melting point by a pulse-heating technique," *High Temperatures-High Pressures*, vol. 25 Issue 6, pp. 649–656, 1993.
- [9] A. Cezairliyan and A. Miiller, "Radiance temperatures (in the wavelength range 522-906nm) of niobium at its melting-point by a pulse-heating technique," *2nd Workshop On Subsecond Thermophysics (Cnr, Ist Metrol Gustavo Colonnetti, Torino, Italy)*, vol. 13 Issue 1, pp. 39–55, 1992.
- [10] A. Miiller and A. Cezairliyan, "Radiance temperatures (in the wavelength range 519-906 nm) of tungsten

 at its melting-point by a pulse-heating technique,” *International Journal of Thermophysics*, vol. 14 Issue 3, pp. 511–524, 1993.

[11] J. McClure and A. Cezairliyan, “Radiance temperatures (in the wavelength range 525 to 906 nm) of vanadium at its melting point by a pulse-heating technique,” *International Journal of Thermophysics*, vol. 18 Issue 1, pp. 291–302, 1997.

[12] K. R. P. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, B. McGraw-Hill, Ed., 2003.

[13] A. Cezairliyan, “Measurement of melting-point and electrical resistivity (above 3600 K) of tungsten by a pulse heating method,” *High Temperature Science*, vol. 4 Issue 3, pp. 248–&, 1972.

[14] D. York, N. Evensen, M. Martinez, and J. Delgado, “Unified equations for the slope, intercept, and standard errors of the best straight line,” *American Journal of Physics*, vol. 72, no. 3, pp. 367–375, Mar. 2004.

[15] M. Lanyi, “Discussion on steel burning in oxygen (from a steelmaking metallurgist’s perspective),” *Flammability and Sensitivity of Materials In Oxygen-enriched Atmospheres: Ninth Volume*, vol. 1395, pp. 163–178, 2000.

[16] S. Krishnan, K. Yugawa, and P. Nordine, “Optical properties of liquid nickel and iron,” *Physical Review B*, vol. 55, no. 13, pp. 8201–8206, Apr. 1997.